

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 FÉVRIER 1941.

PRÉSIDENCE DE M. HYACINTHE VINCENT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Après le dépouillement de la Correspondance M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Auguste Béhal**, survenu le 2 février 1941, à Mennecy, et lève la séance en signe de deuil.

ACOUSTIQUE. — *Sur l'étude et la détection des infrasons par des flammes sensibles spéciales*. Note de M. **Ernest Esclangon**.

Dans des études antérieures nous avons qualifié d'*infrasons* les perturbations acoustiques à évolution lente, par conséquent *inaudibles*, mais se propageant élastiquement avec la vitesse du son. Ces perturbations peuvent être régulières ou irrégulières, périodiques ou non, l'intervalle des maxima et minima consécutifs restant relativement grand, dépassant 1/10 de seconde par exemple.

Les infrasons prennent naissance dans les circonstances les plus banales, ouvertures ou fermetures de portes ou fenêtres, poussées sur des planchers ou cloisons, brusque déplacement d'un corps dans l'air etc. Leur échelle d'intensité est extrêmement étendue. Lors de l'éruption du Krákatoa, le 25 août 1883, une perturbation *barométrique* (baisse de 2^{mm} à Paris) fit le tour du globe, dans les deux sens, avec la vitesse du son. C'était en fait un gigantesque infrason, d'évolution *très lente*, mais d'exceptionnelle intensité. Par contre, on peut observer des infrasons dans lesquels les variations de pression sont d'un ordre inférieur au 1/100000 de millimètre de mercure. Il est même singulier que des perturbations aussi faibles et à évolution lente puissent se propager élastiquement. Les infrasons, comme les sons, se transmettent à travers les parois élastiques. De même, que dans une pièce fermée, on peut entendre les bruits de la rue, de même on peut y détecter des infrasons de provenance extérieure.

Pour la réalisation d'appareils détecteurs infrasonores, l'idée la plus

naturelle consiste à faire appel à des membranes vibrantes, mais il faut que les infrasons aient accès sur une seule face, sans quoi, en raison de leurs caractères évolutifs très lents, ils agiraient sur les deux faces avec une différence de phase inappréciable. La face arrière de la membrane doit donc constituer la paroi d'une véritable chambre, dont les autres parois, très rigides, ne sont pas impressionnées par les infrasons. Pour obtenir la sensibilité maxima, il serait enfin avantageux que la fréquence propre du système fût très basse, de l'ordre de 2 à 10 par seconde, avec un champ de résonance étendu. Malheureusement ces conditions sont très difficilement réalisables sans faire appel à des chambres de volume inacceptable, ainsi qu'on peut le montrer théoriquement.

Au contraire, le détecteur à flamme que nous présentons ici, et que nous

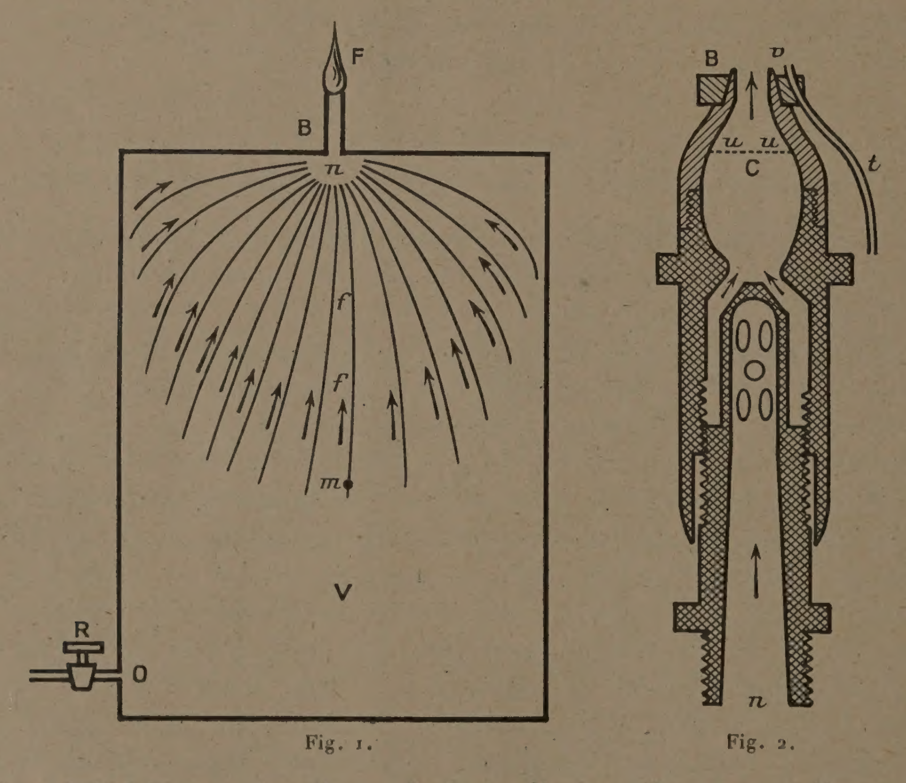


Fig. 1. Fig. 2.

avions déjà fait connaître il y a plusieurs dizaines d'années, réalise au plus haut degré ces conditions; ne comportant aucune membrane et par suite aucune inertie, il est d'une sensibilité incomparable. A cette époque, nous ne disposions ni de cellules photoélectriques ni d'amplificateurs. Par l'emploi de ces nouveaux moyens physiques, il se prête sans difficulté à l'enregistrement ou à la commande de relais de signalisation.

Sa conception repose sur les considérations suivantes :

Soit une chambre V (*fig.* 1) dont le volume V peut varier entre une fraction de litre et une cinquantaine de litres, alimentée en gaz combustible par l'intermédiaire du robinet de réglage R. La chambre porte à sa partie supérieure un tube B, ou *brûleur*, de 3 à 7^{mm} de diamètre, de 3 à 10^{cm} de long; on enflamme le gaz à son extrémité; on règle la flamme par le robinet d'arrivée R, de manière à lui donner une hauteur comprise entre 15 et 25^{mm} correspondant ainsi à un écoulement très faible. Si la pression extérieure p_0 à l'extrémité du brûleur est constante, il s'établit ainsi, à l'intérieur de la chambre, un régime permanent dans lequel les filets fluides f convergent vers l'orifice de sortie. Si l'on désigne par v_0 la vitesse d'échappement du gaz à l'extrémité du brûleur, par v et P la vitesse fluide et la pression en un point quelconque m et tenant compte du fait que $P - p_0$ *reste très petit*, les théories aérodynamiques montrent que l'on a

$$\frac{P - p_0}{p_0} = \frac{g\gamma(z_0 - z)}{a^2} + \frac{\gamma}{2}\frac{(v_0^2 - v^2)}{a^2}, \tag{1}$$

a désignant la vitesse du son dans le fluide, γ le rapport, pour ce même fluide, des deux chaleurs spécifiques, g l'accélération de la pesanteur, z et z_0 les altitudes des points M et B. Dans le cas où le fluide serait au repos, donc avec $v_0 = v = 0$, p désignant la pression au même point m, on aurait

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{g\gamma(z_0 - z)}{a^2}, \tag{2}$$

et, par différence avec la formule (1),

$$\frac{P - p}{p_0} = \frac{\gamma}{2}\frac{(v_0^2 - v^2)}{a^2}. \tag{3}$$

Or, sauf au voisinage immédiat de l'orifice d'alimentation O, où, en raison d'une vitesse fluide relativement grande (plus grande que v_0), se produit même un léger effet de détente, et au voisinage n de l'orifice d'écoulement par le brûleur, les vitesses fluides sont, partout ailleurs, *très petites* comparées à v_0, de sorte que l'on y a très sensiblement

$$\frac{P - p}{p_0} = \frac{\gamma}{2}\frac{v_0^2}{a^2} = \frac{1}{2}\frac{\rho v_0^2}{p_0}, \tag{4}$$

ρ_0 désignant la masse de l'unité de volume du gaz, sous la pression p_0.

Il règne donc dans l'enceinte un état de *surpression* $P - p$, *mais extraordinairement faible*. Si, en effet, v_0 est de l'ordre de 2 à 3 centimètres/seconde, a de l'ordre de plusieurs centaines de mètres/seconde, γ de l'ordre de l'unité (pour le butane $a = 208$ m/s, $\gamma = 1,1$), on voit que $(P - p)/p_0$ est de l'ordre de 10^{-8}, c'est-à-dire $P - p$ d'un ordre moindre que 1/100000 de millimètre de mercure. C'est cependant cette infime surpression, entretenue par le dispositif d'alimentation,

et qui du reste s'abaisse encore dans le brûleur, qui provoque l'écoulement et régit l'intensité de la flamme. On conçoit ainsi que, si la pression extérieure vient à changer, par exemple augmente brusquement d'une quantité du même ordre, la vitesse d'écoulement, et par suite la flamme, seront affectés *momentanément* d'une manière hautement sensible. L'enceinte ne fonctionne donc pas simplement à la manière d'un manomètre ni d'ailleurs d'un pur résonateur. Une variation de pression de l'ordre indiqué ci-dessus ne produirait sur le volume fluide de la chambre, supposé immobile, qu'une variation absolument inappréciable. Néanmoins le volume gazeux joue un rôle important dans la sensibilité, laquelle augmente avec lui; sensibilité du reste sélective, en rapport avec la fréquence de résonance attachée à l'ensemble constitué par la chambre, le brûleur et la nature du gaz.

Supposons qu'on fasse agir, sur cet ensemble, des infrasons de nature sinusoïdale, d'amplitude constante et de fréquence N, croissante à partir de zéro. La sensibilité, d'abord nulle, augmente pour devenir maximum pour une certaine valeur de N, puis décroît, et redevient faible ensuite. Si l'on suppose le brûleur cylindrique, de longueur l millimètres, de diamètre d millimètres (d étant petit comparé à l), si l'on désigne par V le volume en litres de la chambre, par a la vitesse du son en mètres/seconde dans le gaz employé, la fréquence de résonance N est donnée par la formule

$$(5) \qquad N = \frac{a}{4\sqrt{\pi}} \times \frac{d}{\sqrt{Vl}} = \frac{a}{7,09} \times \frac{d}{\sqrt{Vl}}.$$

Cette fréquence coïncide avec celle qui correspond au cas d'un gaz au repos (formule de lord Rayleigh). Cela tient à ce que, s'agissant ici d'un régime permanent, sans discontinuités, ne comportant dans la presque totalité de la chambre que des vitesses extrêmement petites, la fonction des vitesses correspondant au mouvement troublé peut être très sensiblement regardée comme la somme de la fonction des vitesses correspondant au régime permanent et de celle correspondant à la perturbation dans le gaz supposé au repos. Au surplus, le calcul montre que, au sens mathématique, il s'agit ici non pas de véritables résonances, mais de purs maxima d'amplitude relativement peu aigus.

Pour le gaz butane par exemple, $a = 208^{m}$; la formule devient

$$(6) \qquad N = 29,3 \frac{d}{\sqrt{Vl}}.$$

L'intérêt de ces détecteurs vis-à-vis des infrasons consiste en ce fait qu'on peut obtenir aisément des fréquences adaptées de résonance, fréquences très basses et s'étendant sur un large champ. Ainsi, pour le

butane, en prenant $V = 15^l$, $d = 4^{mm}$, $l = 95^{mm}$, on obtient $N = 3$. L'expérience montre, qu'en réalité, l'amplitude reste grande entre $N = 2$ et $N = 8$.

La plupart des gaz combustibles conviennent pour l'application de cette méthode. Toutefois le gaz butane, en dehors même des commodités résultant de sa forme condensée liquide, facilement transportable, présente par ailleurs des avantages très importants. Pour une flamme de même hauteur donnée, 25^{mm} par exemple, le débit ([1]), qui est, dans ces conditions, de $0^{cm^3},5$ par seconde, est plus de 12 fois moindre que pour le gaz d'éclairage; au surplus la flamme est beaucoup plus éclairante. La vitesse v_0 d'échappement du fluide est donc 12 fois plus petite et, d'après la formule (4), la surpression $P - p$, dans la chambre, incomparablement plus faible (avec un brûleur de 5^{mm} de diamètre, la vitesse d'échappement v_0 serait, avec le butane, seulement de $2^{cm},6$ par seconde); ce qui conduit à une sensibilité beaucoup plus grande ([2]).

La figure 2 représente un brûleur à *sensibilité réglable*. En diminuant la surface d'échappement, on diminue à volonté la sensibilité. Cette réduction peut être obtenue avec un diaphragme variable; la figure 2 représente un dispositif à pointeau. En diminuant l'orifice d'échappement, le débit reste le même mais la vitesse d'échappement augmente, ce qui pourrait modifier la forme, l'aspect et les constantes de la flamme. On évite cet inconvénient en disposant au-dessus de l'échappement réglable une petite chambre C de quelques centimètres cubes, ou chambre de détente, qui ramène la vitesse à la sortie, en B, à une valeur toujours la même; ce qui permet, tout en réglant à volonté la sensibilité par simple vissement de la tête du brûleur, de conserver une flamme toujours identique à elle-même ([3]).

Une cellule au cæsium, placée à une distance de 5 à 15^{cm} de la flamme (flamme de 15 à 25^{mm} de hauteur) en connexion avec un amplificateur à deux lampes, permet l'enregistrement des variations de la flamme, soit par plume encrée, soit sur noir de fumée. Un amplificateur à une seule lampe permet la commande d'un relais et le déclenchement d'un signal quel-

---

([1]) Pour des tubes d'échappement de 2 à 8^{mm} de diamètre intérieur, le débit D (en cm^3/s) ne dépend que de la hauteur de la flamme et non du diamètre. Si h est cette hauteur (comprise entre 1 et 10^{cm}, on a, pour le butane, $D = 0,2h$ (h en cm), pour le gaz d'éclairage $D = 2,5h$, c'est-à-dire 12,5 fois plus grand.

([2]) D'après la formule (4) la surpression $P - p$ dépend du produit ρv_0^2, mais, pour une flamme de hauteur donnée, v_0 peut avoir des valeurs très différentes suivant le gaz employé. Ainsi, pour le butane comparé au gaz d'éclairage, ρ est 4 fois plus grand, mais v_0 12,5 fois plus petit, de sorte que ρv_0^2 et $P - p$ sont 40 fois plus faibles.

([3]) Les infrasons trop puissants éteignent la flamme; aussi est-il nécessaire de munir le bec d'une veilleuse, le gaz y étant amené par un tube très fin t ayant sa prise en amont du robinet R d'alimentation.

conque (sonnerie, voyant, lampe). Ce dernier dispositif peut s'appliquer notamment à la signalisation des ouvertures clandestines, de portes, de fenêtres, de poussées sur les planchers, plafonds ou cloisons et servir de défense contre les cambriolages. L'énergie électrique très faible nécessaire pour ces dispositifs, enregistrement ou signalisation, peut être entièrement et directement empruntée au réseau électrique.

En dehors de l'étude directe des infrasons, ces détecteurs peuvent être employés pour différents usages scientifiques, par exemple pour l'étude de la turbulence micromanométrique du vent, pour celle de la vitesse de propagation des infrasons eux-mêmes qui, lorsqu'ils sont à évolution très lente, peut être légèrement plus faible que celle du son.

PHYSIQUE APPLIQUÉE. — *Sur la recherche des avions perdus en mer.* Note [1] de M. **Georges Claude.**

En 1937 [2], j'ai entretenu l'Académie d'un procédé de recherche ou de signalisation des avions perdus en mer; ce procédé consistait à provoquer à la surface de la mer (de préférence à l'aide de fluorescéine libérée peu à peu) la formation d'une tache colorée immense et persistante servant, suivant le cas, à signaler des aviateurs en détresse sur la mer ou à confirmer la perte d'un avion disparu.

Après les expériences si encourageantes que j'ai relatées ici, j'avais espéré qu'on se préoccuperait chez nous de ce procédé et de sa mise au point; ne voyant rien venir, j'ai profité de tristes occasions fournies par de trop nombreux accidents pour montrer de quel secours on se privait ainsi [3]; tout cela est resté vain, et, de guerre lasse, je suis passé à d'autres préoccupations.

Or je viens d'avoir la surprise d'apprendre que non seulement mon idée a été reprise, mais qu'elle est dès maintenant d'application courante dans l'aviation allemande.

On trouvera en effet, dans le dernier numéro du *Signal*, deux grandes planches en couleurs qui donnent une excellente idée de cette adaptation du procédé et des services qu'il rend.

Dans la première de ces images, un avion, qui survole la mer à grande altitude, voit une tache verte apparaître sur les flots : ses occupants savent aussitôt que flotte sur ces eaux vertes, sans que peut-être ils le distinguent,

---

(1) Séance du 27 janvier 1941.

(2) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1291.

(3) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 397 et 761.

le fragile canot de caoutchouc que montre à grande échelle la seconde image, où des hommes amerris en parachute d'un avion sinistré attendent un secours ou la mort.

Sans cette tache verte qui les a révélés, ce serait sans doute la mort : grâce à elle ce sera le salut : car, sans même dévier de sa route, l'avion lance un appel par T. S. F. et bientôt un hydravion spécialement équipé les aura recueillis.

CORRESPONDANCE.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la fusion de deux particules de spin* 1. Note de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Les équations du photon écrites pour deux particules de fonctions d'ondes ψ_{il} et φ_{mk} donnent, par fusion et pour une particule de fonction d'ondes

$$\psi_{iklm} = \psi_{il}\varphi_{mk},$$

les deux groupes d'équations

$$(\mathcal{M}^{\mu} - \mathcal{N}^{\mu} + \mathrm{M}^{\mu} - \mathrm{N}^{\mu}\,\partial_{\mu} - 4k)\,\psi_{iklm} = 0,$$
$$(\mathcal{M}^{\mu} - \mathcal{N}^{\mu} - \mathrm{M}^{\mu} + \mathrm{N}^{\mu})\,\partial_{\mu}\,\psi_{iklm} = 0,$$

où l'on a posé

$$(\mathcal{M}^{\mu})_{iklmpqrs} = (m^{\mu})_{ilpr}\,\delta_{mksq}, \qquad (\mathrm{M}^{\mu})_{iklmpqrs} = (m^{\mu})_{mksq}\,\delta_{ilpr},$$
$$(\mathcal{N}^{\mu})_{iklmpqrs} = (n^{\mu})_{ilpr}\,\delta_{mksq}, \qquad (\mathrm{N}^{\mu})_{iklmpqrs} = (n^{\mu})_{mksq}\,\delta_{ilpr},$$
$$(m^{\mu})_{iklm} = (\gamma^{\mu})_{il}\,\delta_{km}, \qquad (n^{\mu})_{iklm} = (\gamma^{\mu})^{+}_{mk}\,\delta_{il}, \qquad \delta_{ilpr} = \delta_{ip}\,\delta_{lr},$$

et fait la convention de sommation habituelle.

Les matrices telles que

$$\mathrm{P}_{\mu} = \mathcal{M}_{\mu} - \mathcal{N}_{\mu} + \mathrm{M}_{\mu} - \mathrm{N}_{\mu}$$

satisfont à la relation caractéristique pour le spin 2

$$4\,\mathrm{P}^{5}_{\mu} - 5\,\mathrm{P}^{3}_{\mu} + \mathrm{P} = 0.$$

2. Pour obtenir les équations électromagnétiques équivalentes aux systèmes I et II, il est commode de considérer le développement de la fonction d'ondes à 256 composantes ψ_{iklm} suivant le système complet à 256 éléments formé par les matrices de la théorie du photon : les m_{A}, n_{A} et les différents produits $m_{\mathrm{A}}n_{\mathrm{B}}$ (A, B = 0, ..., 16). On peut utiliser un

développement du type

$$\psi_{iklm} = (m^A n^B + n^A m^B)_{iklm} \Phi_{(AB)} + (m^A n^B - n^A m^B)_{iklm} \Phi_{[AB]},$$

qui correspond bien au produit $\psi_{il}\varphi_{mk}$ des fonctions d'ondes de la théorie du photon.

En remplaçant ψ_{iklm} par sa valeur dans I, on aboutit alors aux équations :

a. deux groupes d'équations de la théorie du photon, qui portent sur des grandeurs toutes nulles (produits des grandeurs relatives à l'un des corpuscules par l'invariant nul relatif à l'autre).

b.
$$\begin{cases} \partial^\rho \Phi^1_{[\rho\mu]\nu} - \partial^\rho \Phi^1_{[\rho\nu]\mu} = 2k\Phi_{[\mu\nu]}, & \partial^\rho \Phi^2_{[\rho\mu]\nu} + \partial^\rho \Phi^2_{[\rho\nu]\mu} = -2k\Phi_{(\mu\nu)}, \\ \partial_\mu \Phi_{[\nu\rho]} - \partial_\nu \Phi_{[\mu\rho]} + \partial^\tau \Phi_{[[\tau\rho][\mu\nu]]} = 2k\Phi^1_{[\mu\nu]\rho}, & \partial_\mu \Phi_{(\nu\rho)} - \partial_\nu \Phi_{(\mu\rho)} \partial^\tau - \Phi_{([\tau\rho][\mu\nu])} = -2k\Phi^2_{[\mu\nu]\rho}, \\ \partial_\rho \Phi^1_{[\mu\nu]\sigma} - \partial_\sigma \Phi^1_{[\mu\nu]\rho} = k\Phi_{[[\rho\sigma][\mu\nu]]}, & \partial_\rho \Phi^2_{[\mu\nu]\sigma} - \partial_\sigma \Phi^2_{[\mu\nu]\rho} = k\Phi_{([\rho\sigma][\mu\nu])}. \end{cases}$$

c.
$$\begin{cases} \partial^\mu \varphi^1_{[\mu\nu]} + \partial^\mu \psi^1_{\mu\nu} = 2k\chi^1_\nu, & \partial^\mu \varphi^2_{[\mu\nu]} + \partial^\mu \psi^2_{\mu\sigma} = 2k\chi^2_\nu, \\ \partial_\mu \chi^1_\nu - \partial_\nu \chi^1_\mu + \partial^\rho \psi^1_{[\mu\nu]\rho} = 2k\varphi^1_{[\mu\nu]}, & \partial_\mu \chi^2_\nu - \partial_\nu \chi^2_\mu + \partial^\rho \psi^2_{[\mu\nu]\rho} = 2k\varphi^2_{[\mu\nu]}, \\ \partial_\mu \chi^1_\nu + \partial^\rho \psi^1_{[\rho\nu]\mu} = 2k\psi^1_{\mu\nu}, & \partial_\mu \chi^2_\nu + \partial^\rho \psi^2_{[\rho\nu]\mu} = 2k\psi^2_{\mu\nu}, \\ \partial_\mu \psi^1_{\rho\nu} - \partial_\nu \psi^1_{\rho\mu} + \partial_\rho \varphi^1_{[\mu\nu]} = 2k\psi^1_{[\mu\nu]\rho}, & \partial_\mu \psi^2_{\rho\nu} - \partial_\nu \psi^2_{\rho\mu} + \partial_\rho \varphi^2_{[\mu\nu]} = 2k\psi^2_{[\mu\nu]\rho}; \end{cases}$$

d.
$$\begin{cases} \partial_\mu \varphi^1_\nu - \partial_\nu \varphi^1_\nu = 2k\varphi_{[\mu\nu]}, & \partial_\mu \varphi^2_\nu + \partial_\nu \varphi^2_\mu = 2k\varphi_{(\mu\nu)}, \\ \partial^\mu \varphi_{[\mu\nu]} = 2k\varphi^1_\nu, & \partial^\mu \varphi_{(\mu\nu)} - \partial_\nu \varphi = 2k\varphi^2_\nu, \\ \partial^\mu \varphi^2_\mu = -k\varphi. \end{cases}$$

D'autre part, le groupe II donne des équations sans termes de masse qui entraînent :

$$k\Phi^1_{[\mu\nu]\sigma} = \partial^\rho \Phi_{[[\rho\sigma][\mu\nu]]}, \qquad k\Phi^2_{[\mu\nu]\sigma} = \partial^\rho \Phi_{([\rho\sigma][\mu\nu])}.$$
$$k\psi^1_{\mu\nu} = \partial_\mu \chi^1_\nu, \qquad k\psi^2_{\mu\nu} = \partial_\mu \chi^2_\nu,$$
$$k\psi^1_{[\mu\nu]\rho} = \partial_\rho \varphi^1_{[\mu\nu]}, \qquad k\psi^2_{[\mu\nu]\rho} = \partial_\rho \varphi^2_{[\mu\nu]},$$
$$\psi^{1\mu}_\mu = \psi^{2\mu}_\mu = 0, \qquad \varphi^1_\nu = \varphi_{[\mu\nu]} = 0, \qquad k\varphi_{(\mu\nu)} = \partial_\mu \varphi^2_\nu.$$

Toutes les grandeurs qui figurent dans les équations ci-dessus ne sont pas indépendantes; certaines sont liées par différentes relations, conséquences de la théorie.

3. Les équations se répartissent alors suivant les différentes valeurs de j (nombre quantique correspondant au spin total), et il est possible d'isoler chacun de ces cas :

1° *Cas* $j = 2$,

$$\partial^\rho \Phi^2_{[\rho\mu]\nu} + \partial^\rho \Phi^2_{[\rho\mu]\nu} = -k\Phi_{(\mu\nu)}, \qquad \partial_\mu \Phi_{(\nu\rho)} - \partial_\nu \Phi_{(\mu\rho)} = -k\Phi^2_{[\mu\nu]\rho};$$
$$\partial_\rho \Phi^2_{[\mu\nu]\sigma} - \partial_\sigma \Phi^2_{[\mu\nu]\rho} = k\Phi_{([\rho\sigma][\mu\nu])}, \qquad \partial^\rho \Phi_{([\rho\sigma][\mu\nu])} = k\Phi^2_{[\mu\nu]\sigma}.$$

De ces équations on peut isoler l'invariant trace $\Phi_{(\mu\nu)}$ et poser

$$\Phi_\mu{}^\mu = 0, \qquad \Phi^2_{[\rho\mu]}{}^\mu = \Phi(_{[\rho\mu]}{}^{[\rho\mu]}) = 0,$$

de sorte que le système dépend de cinq constantes arbitraires (en termes

d'espace) correspondant à $m = 2, 1, 0, -1, -2$.

2° *Cas* $j = 1$,

$$\partial^{\rho}\Phi^{1}_{[\rho\mu]\nu} - \partial^{\rho}\Phi^{1}_{[\rho\mu]\nu} = k\Phi_{[\mu\nu]}, \qquad \partial_{\mu}\Phi_{[\nu\rho]} - \partial_{\nu}\Phi_{[\mu\rho]} = k\Phi^{1}_{[\mu\nu]\rho},$$
$$\partial_{\rho}\Phi^{1}_{[\mu\nu]\sigma} - \partial_{\sigma}\Phi^{1}_{[\mu\nu]\rho} = k\Phi_{[[\rho\sigma][\mu\nu[]}, \qquad \partial^{\rho}\Phi_{[[\rho\sigma][\mu\nu]]} = k\Phi^{1}_{[\mu\nu]\sigma},$$

Et deux groupes d'équations du type photon entre grandeurs maxwelliennes :

$$\delta_{\mu}\chi^{1}_{\nu} - \delta_{\nu}\chi^{1}_{\mu} = k\varphi^{1}_{[\mu\nu]}, \qquad \delta_{\mu}\chi^{2}_{\nu} - \delta_{\nu}\chi^{2}_{\mu} = k\varphi^{2}_{[\mu\nu]};$$
$$\delta^{\mu}\varphi^{1}_{[\mu\nu]} = k\chi^{1}_{\nu}, \qquad \delta^{\mu}\varphi^{2}_{[\mu\nu]} = k\chi^{2}_{\nu}$$

et les définitions suivantes à partir des potentiels et des champs

$$\delta_{\nu}\chi_{\mu} = k\psi_{\nu\mu}, \qquad \delta_{\nu}\chi^{2}_{\mu} = k\psi^{2}_{\nu\mu}, \qquad \psi^{1\mu}_{\mu} = \psi^{2\mu}_{\mu} = 0.$$
$$\delta_{\rho}\varphi_{[\mu\nu]} = k\psi_{[\mu\nu]\rho}, \qquad \delta_{\rho}\varphi^{2}_{[\mu\nu]} = k\psi^{2}_{[\nu\nu]\rho},$$

le système dépend donc de 9 constantes arbitraires : $\Phi_{[\mu\nu]}$, χ^{1}_{μ}, χ^{2}_{μ} correspondant à un cas triplet pour $m = 1, 0 = 1$.

3° *Cas* $j = 0$,

$$\delta_{\nu}\varphi = -k\varphi_{\nu}, \qquad \delta^{\mu}\varphi^{2}_{\mu} = -k\varphi, \qquad \delta_{\mu}\varphi^{2}_{\nu} = k\varphi_{(\mu\nu)}$$

et le groupe isolé de $j = 2$ et se rapportant à la trace de $\varphi_{(\mu\nu)}$

$$\sum_{\mu}\delta^{\rho}\varphi_{[\rho\mu]\mu} = -k\varphi_{\mu\mu}, \qquad \sum_{\mu}\delta_{\rho}\varphi_{\mu\mu} = -k\varphi_{[\rho\mu]\mu}, \qquad \sum_{\mu}\varphi_{[\mu\nu][\mu\nu]} = -2\varphi_{\mu\mu}.$$

On a ainsi deux constantes arbitraires pour caractériser l'état $j = 0$ ou état d'annihilation. On peut être guidé dans la répartition des constantes arbitraires en se plaçant dans le système propre de la particule où ces constantes sont alors les seules grandeurs non nulles. Une telle répartition correspondant aux différentes valeurs de j avait été trouvée par M. Louis de Broglie [1]. Toutes les grandeurs qui figurent dans les équations précédentes obéissent aux équations du second ordre

$$\Box\varphi_{AB} = k^{2}\varphi_{AB}.$$

CAPILLARITÉ. — *Mesures relatives simples des tensions superficielles par un tube capillaire.* Note de MM. **Marius Picon** et **André Mangeot**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait que la méthode de mesure de la tension superficielle des liquides par le tube capillaire présente la précieuse propriété de ne pas exiger de

(1) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 265.

corrections lorsqu'on fait des déterminations absolues. L'arrachement d'un anneau ou le poids des gouttes, par contre, donnent des valeurs qui doivent être corrigées dans une proportion respective de 5 à 10 ou 30 à 50 %. Il est bien évident que ces corrections nécessaires donneront aux mesures, même relatives, une incertitude.

La méthode du tube capillaire est cependant très rarement employée pour des mesures ordinaires, car elle exige un appareillage coûteux et une importante quantité de liquide.

Duch, en 1936, a proposé d'utiliser un tube capillaire avec une très faible quantité de liquide sous forme d'une goutte pendante. La mesure, par la détermination de la hauteur d'ascension, reste encore compliquée et soumise aux erreurs notables provenant des défauts de calibrage du capillaire. Enfin la goutte pendante présente un phénomène secondaire qui rend nécessaire l'emploi d'une correction pour les mesures absolues.

Nous avons modifié ce procédé, afin de faire disparaître les inconvénients que nous venons de rappeler.

Nous utilisons un tube capillaire dont le diamètre à l'extérieur est très large, d'environ 9^{mm}, et à l'intérieur voisin du dixième de millimètre. On réalise ainsi une hauteur d'ascension assez importante, de l'ordre de 12^{cm} dans le cas de l'eau, et que l'on pourra mesurer avec assez de précision. D'autre part le large diamètre extérieur permet d'obtenir une goutte pendante aussi réduite que possible, ayant la forme d'une lame liquide. Comme nous n'effectuons pas de mesures absolues, mais seulement relatives, le phénomène secondaire, dû à la lame liquide, devient négligeable ainsi que les résultats expérimentaux l'ont démontré.

Nous avons, en outre, rendu la manipulation beaucoup plus facile et apporté une plus grande précision, en substituant à la mesure de la hauteur d'ascension celle de la pression nécessaire pour obliger le ménisque à occuper une position toujours identique, tangente à l'extrémité inférieure du capillaire. Les erreurs dues aux imperfections de calibrage sont ainsi supprimées.

L'appareil se compose d'un tube capillaire placé verticalement, d'une seringue productrice de pression, d'un flacon servant de réservoir d'air et d'un manomètre à eau; un robinet à trois voies permet d'établir les différents circuits d'air nécessaires. On note la température au dixième de degré. La pression est mesurée avec une précision satisfaisante en repérant les niveaux du liquide dans le manomètre avec une pointe de verre. Celle-ci est solidaire d'une crémaillère permettant de faire glisser un

vernier au vingtième de millimètre le long d'une réglette verticale graduée en millimètres. Pour l'eau, l'erreur est voisine du millième. La partie délicate de la mesure est de ne pas produire de surpression gazeuse qui serait retenue par la lame liquide.

Les résultats obtenus sans aucune correction sont très satisfaisants. En prenant l'eau ou la benzine comme référence, on retrouve, pour les autres liquides, les valeurs classiques avec une approximation du dixième de dyne. Avec la benzine prise comme étalon, 28,88 dynes/cm à 20°, on obtient pour l'eau 72,85 et 72,86 au lieu de 72,8; pour l'alcool méthylique 22,38 et 22,39 à la place de 22,55, et avec le monobromobenzène 36,27 et 36,31 au lieu de 36,34.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Étude expérimentale de la polarisation des raies Raman de faible fréquence du naphtalène cristallisé.* Note de MM. **Alfred Kastler** et **Auguste Rousset**, présentée par M. Aimé Cotton.

Dans le spectre Raman d'un cristal on distingue les raies *internes*, dues aux oscillations des atomes dans les molécules (ou ions polyatomiques), et les raies *externes*, de fréquences relativement basses, dues à l'existence du réseau cristallin. Raman et Nagundaki [1] ont rendu compte des variations d'intensité des raies externes du nitrate de soude (98 et 185 cm^{-1}) en attribuant ces fréquences à des oscillations de faible amplitude de l'ion NO^3 autour d'un axe de son plan. Le calcul montre alors que, si la vibration incidente est normale à l'axe d'oscillation (ou pivot) le moment induit, de fréquence modifiée, est toujours normal au plan déterminé par le pivot et par la vibration incidente.

Nous avons comparé les résultats de ce calcul aux mesures d'intensités relatives et du facteur de dépolarisation de J. Cabannes [2] et de D. Osborne [3] sur la calcite. Pour chacun des 6 cas étudiés, les résultats de leurs mesures sur la raie 208 cm^{-1} s'accordent bien avec les valeurs calculées dans l'hypothèse d'un pivotement de l'ion CO^3 autour d'un axe de son plan.

Nous avons ensuite cherché à interpréter par des pivotements les raies

---

(1) *Nature*, **143**, 1939, p. 679.

(2) *Comptes rendus*, **188**, 1929, p. 1041; *Transactions of the Faraday Society*, sept. 1939, p. 823.

(3) *Thèse d'Université*, Montpellier, 1931.

de faible fréquence, 45, 71, 109 et 124 cm^{-1}, du naphtalène cristallisé, repérées par Gross et Vuks [4]. Leurs intensités relatives et leur état de polarisation s'étant montrés très variables lorsqu'on modifie l'orientation du cristal, nous en avons entrepris l'étude systématique.

On sait, par l'étude aux rayons X [5], que la maille clinorhombique du naphtalène renferme deux molécules planes, également inclinées sur l'axe binaire (arête *b* de la maille). Dans le plan de symétrie [010] l'arête de leur dièdre est peu inclinée sur l'arête *c*; le demi-angle dièdre vaut 26°. Nous disposions d'un monocristal [6] parallélépipédique, d'arêtes respectivement parallèles aux arêtes *a* et *b* de la maille et à la perpendiculaire *c'* au plan de clivage [001].

Dans le trièdre OXYZ, soit OX la direction du faisceau incident polarisé successivement suivant OY et OZ, soit OY la direction d'observation. En utilisant un wollaston on sépare dans la lumière diffusée la vibration d'intensité *i* parallèle à OX et la vibration d'intensité I parallèle à OZ; le facteur de dépolarisation ρ est égal au rapport i/I.

Si l'axe binaire *b* et la vibration incidente sont parallèles à OZ, l'arête *a* étant confondue avec OX, la raie 109 cm^{-1} apparaît seulement dans la vibration $I(\rho = 0)$, tandis que les trois autres fréquences se retrouvent en entier dans la vibration $i(\rho = \infty)$. D'après le théorème énoncé par J. Cabannes [7], on sépare ainsi la vibration symétrique 109 cm^{-1}, de vibrations ayant une forte composante antisymétrique. Il faut donc attribuer ces trois dernières vibrations à des mouvements d'oscillation de l'ellipsoïde des réfractivités sans déformation, donc à des pivotements de la molécule autour de ses trois axes d'inertie (qui coïncident ici avec les axes de l'ellipsoïde des réfractivités).

Les mesures du facteur de dépolarisation et des intensités relatives pour chacune des raies dans les 12 cas correspondant à toutes les orientations possibles du cristal et de la vibration excitatrice ont confirmé, sans exception, nos prévisions théoriques. Les calculs sont faciles dans l'hypothèse (très voisine de la réalité) où les molécules planes de naphtalène sont normales à la face de clivage [001] et ont leur grand axe parallèle à *c'*. Nous en

---

(4) *Nature*, **135**, 1935, p. 998.

(5) J. M. Robertson, *Proc. Roy. Soc. London, A*, **142**, 1933, p. 674.

(6) C'est un des monocristaux qu'avait utilisé dans notre laboratoire, M. Benel (*Thèse*, Bordeaux 1940; *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 595), pour l'étude de la polarisation des raies *internes* du naphtalène cristallisé.

(7) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 2134.

tirons l'attribution suivante des fréquences de pivotement de la molécule : 124 cm^{-1}, autour du grand axe; 71 cm^{-1}, autour du petit axe; 45 cm^{-1}, autour de la normale au plan de la molécule. On vérifie de plus que ces fréquences sont dans l'ordre inverse des moments d'inertie. D'autre part leurs intensités moyennes sont en bon accord avec les intensités calculées à partir des réfractivités principales suivant ces mêmes axes ([8]).

La fréquence 109 cm^{-1} au contraire doit être attribuée à un mouvement symétrique d'ensemble des deux molécules dans la maille (déformation de leur angle dièdre). Dans ce mouvement la réfractivité de la maille suivant l'arête du dièdre ne varie que très peu; celle suivant la bissectrice de l'angle obtus (sensiblement l'arête *a* de la maille cristalline) varie très fortement, beaucoup plus que celle suivant l'axe binaire *b*. Cette raie n'apparaîtra donc qu'en excitation parallèle à OZ et elle sera toujours polarisée. Encore faudra-t-il que l'une des arêtes *a* ou *b* soit dirigée suivant OZ, auxquels cas on obtiendra une raie d'intensité forte ou moyenne. Effectivement la raie 109 cm^{-1} n'apparaît avec netteté que sur quatre de nos clichés, deux fois moyenne, et deux fois forte, mais toujours polarisée avec $\rho = 0$.

Ainsi, pour les quatre fréquences, aux différents points de vue des règles de polarisation, des règles de sélection, de l'ordre de grandeur des fréquences et des intensités, le pivotement des molécules rend parfaitement compte des résultats expérimentaux relevés sur les douze clichés. Il reste à fournir un exposé plus détaillé de ces mesures et une théorie tenant compte de la position exacte des molécules dans la maille.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude des combinaisons formées par le nitrate de thorium et les nitrates de sodium, potassium, ammonium, rubidium et cæsium.* Note ([1]) de Mme **Cécile Braseliten**, présentée par M. Marcel Delépine.

Après avoir isolé un certain nombre de combinaisons formées par le nitrate de thorium et les nitrates alcalins, j'ai étudié leurs constantes magnétiques.

Les mesures du coefficient d'aimantation spécifique ont été effectuées à la balance magnétique de Curie et Chéneveau. Les substances étudiées

([8]) K. S. Krishnan, *Indian Journal of Physics*, 8, 1934, p. 431.

([1]) Séance du 27 janvier 1941.

étant diamagnétiques, l'eau a été choisie comme étalon. D'après Curie, nous avons adopté $-0{,}79.10^{-6}$ vers 15°C. et employé une eau spécialement redistillée deux fois avec soin dans un appareil en verre pyrex

Caractéristiques magnétiques des sels utilisés.

	Poids moléculaire.	$\chi.10^{-6}$.	$\chi^M.10^{-6}$.	$\chi^M.10^{-6}$ mesures antérieure.	
$(NO^3)^4Th$	480,5	−0,244	−119		
NO^3Na	85	−0,31	− 26,3	− 25,6	[1]
NO^3K	101	−0,35	− 35,3	− 34	[1]
NO^3NH^4	80	−0,425	− 34	− 33,6	[1]
NO^3Rb	147	−0,285	− 41,9	− 41,4	[2]
NO^3Cs	195	−0,300	− 58,5	− 54,8	[2]

Pour l'interprétation des résultats, nous admettrons la règle d'additivité du coefficient moléculaire. Pascal a montré qu'à chaque ion peut être attribué un coefficient d'aimantation restant constant dans les combinaisons de structure simple. Le coefficient d'aimantation moléculaire d'un sel peut être calculé en faisant la somme des coefficients d'aimantation de chacun de ses ions. Et la variation du magnétisme moléculaire est l'indication d'une modification dans la structure moléculaire.

Résultats.

	Poids moléculaire.	$\chi.10^{-6}$.	$\chi^M.10^{-6}$ trouvé.	$\chi^M.10^{-6}$ calculé.
$2(NO^3)^4Th, NO^3Na, 20H^2O$	1406	−0,382	−547	−548,3
$2(NO^3)^4Th, NO^3Na, 8H^2O$	1190	−0,282	−335,6	−378
$(NO^3)^4Th, NO^3Na, 7H^2O$	691,5	−0,358	−247,5	−244,7
$(NO^3)^4Th, NO^3Na, 2H^2O$	501,5	−0,237	−118,8	−173,7
$(NO^3)^4Th, NO^3K, 6,5H^2O$	688,5	0,341	−235	−246,6
$(NO^3)^4Th, NO^3K, 1,5H^2O$	598,5	−0,139	− 83,2	−175,6
$(NO^3)^4Th, 2NO^3Rb$	774,5	−0,200	−154,9	−202,8
$(NO^3)^4Th, 2NO^3Cs$	870,5	−0,144	−125,3	−236
$5(NO^3)^4Th, 4NO^3NH^4, 25H^2O$	3172,5	−0,287	−910,5	−1081
$5(NO^3)^4Th, 4NO^3NH^4, 9H^2O$	2884,5	−0,193	−556,8	− 862
$(NO^3)^4Th, NO^3NH^4, 8H^2O$	704,5	−0,381	−268,4	− 263
$(NO^3)^4Th, NO^3NH^4, H^2O$	578.5	−0,187	−108,2	− 167,2

Il y a généralement concordance entre le χ^M trouvé et le χ^M calculé dans les combinaisons les plus hydratées. Ces hydrates seraient des combinaisons

(2) HAUROWITZ et KITTEL, *Ber. d. chem. Ges.*, 66, 1933, p. 1046.
(3) PASCAL, *Comptes rendus*, 158, 1914, p. 37.

moléculaires dans lesquelles les constituants ajoutent leurs propriétés magnétiques.

Des différences très notables sont observées entre χ^M trouvé et χ^M calculé pour les combinaisons anhydres

$$(NO^3)^4Th, 2NO^3Rb \quad \text{et} \quad (NO^3)^4Th, 2NO^3Cs,$$

les seules que j'aie pu préparer. De grandes différences sont également observées pour les sels peu hydratés, mais celles-ci s'atténuent jusqu'à presque disparaître par fixation de nouvelles molécules d'eau.

Conclusions. — Ainsi les molécules d'eau retenues par les différents sels au-dessus de 50°C., et qu'on ne peut enlever sans décomposer les sels eux-mêmes, sont de nature différente des autres. Le diamagnétisme de l'eau s'atténue et se dissimule. La molécule $(NO^3)^4Th$ apparaît fortement unie à NO^3Rb et à NO^3Cs dans les sels anhydres qui présentent une atténuation du diamagnétisme des deux constituants.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Augmentation du cycle par transposition semipinacolique dans les séries du cyclohexane et du cyclopentane.* Note de Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

Parmi les méthodes permettant de réaliser une augmentation de cycle, l'une des plus simples consiste à recourir aux diverses réactions susceptibles de conduire à une structure intermédiaire telle que la suivante qui se transpose en cyclanone, avec allongement de la chaîne cyclanique

$$\begin{array}{l} \text{CH}^2 \\ \quad \rangle\text{C}-\text{C(RR}') \\ \quad\;\; | \quad\;\; | \\ \quad\quad\quad\;\; \text{O} \\ \text{CH}^2 \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} -\text{CH}^2-\text{C(RR}') \\ \quad\quad\quad\;\; | \\ -\text{CH}^2-\text{CO} \end{array}$$

Il y a en effet transposition pinacolique (ou semipinacolique dans le cas où $R = R' = H$) avec rupture du cycle et passage au cycle supérieur.

Toutefois nous avons constaté, notamment dans la série du méthylène cyclohexane [1], que, si cette transposition est possible, elle est souvent

[1] Tiffeneau, Weill et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 54.

difficile à réaliser. En effet la plupart des réactions usuelles (déshydratation des glycols et isomérisation des époxydes) aboutissent au schéma ci-dessous, qui comporte une transformation en aldéhyde cyclanique sans transposition,

$$\left.\begin{array}{l} CH^2 \\ \\ CH^2 \end{array}\right\rangle \underset{\mid \;\; O \;\; \mid}{C - CH^2} \rightarrow \left.\begin{array}{l} CH^2 \\ \\ CH^2 \end{array}\right\rangle CH - CHO.$$

Même avec les halohydrines correspondantes, il ne nous avait pas été jusqu'ici possible, contrairement à notre attente, de réaliser l'augmentation du cycle, car toutes celles préparées par nous répondaient à la formule générale $C^6H^{10}X - CH^2OH$, si bien que leur déshalogénation devait conduire à l'aldéhyde cyclohexylformique. Seul l'aminoalcool obtenu par fixation de NH^3 sur l'époxyde correspondant nous a donné, par désamination nitreuse, la cycloheptanone résultant d'une transposition semipinacolique avec extension de cycle [1].

Dans le présent travail nous nous sommes proposé un double but : d'une part chercher à obtenir des halohydrines à halogène primaire $>COH - CH^2X$ de façon que leur déshalogénation magnésienne conduise à la forme semipinacolique ci-dessus; d'autre part généraliser la méthode d'augmentation de cycle par désamination des aminoalcools, non seulement en recourant à des composés de constitution sûre comme ceux préparés par hydrogénation catalytique des cyanhydrines de cyclanones $>COH - CN$, mais aussi en appliquant cette méthode à la série cyclopentanique.

I. *Déshalogénation du bromométhylcyclohexanol-*1. — Nous avons réussi, par hydrolyse ménagée du dibromure de méthylène cyclohexane $C^6H^{10}Br—CH^2Br$ en présence de CO^3Ca, à préparer la bromhydrine $C^6H^{10}(OH)—CH^2Br$ (I) mélangée de son isomère (II) déjà décrit par nous [2] et, par déshalogénation magnésienne, nous avons obtenu un mélange d'aldéhyde et de cétone dans lequel nous avons pu, d'une part, caractériser l'aldéhyde cyclohexylformique (amide du produit d'oxydation F. 185°) provenant de la bromhydrine (II) et, d'autre part, isoler la

---

(2) M. Tiffeneau et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 918. Le mélange des deux bromhydrines bout à 95-105° sous 18mm.

cycloheptanone provenant de la bromhydrine (I) :

$$CH^2\left<\begin{matrix}CH^2-CH^2\\CH^2-CH^2\end{matrix}\right>COH-CH^2Br \rightarrow CH^2\left<\begin{matrix}CH^2-CH^2\\CH^2-CH^2\end{matrix}\right>C-CH^2 \rightarrow CH^2\left<\begin{matrix}CH^2-CH^2-CH^2\\CH^2-CH^2-CO\end{matrix}\right.$$

II. *Désamination nitreuse des aminométhyl-1 cyclanols-1*. — En vue de généraliser la réaction de désamination des aminoalcools $>COH-CH^2NH^2$, nous avons entrepris d'appliquer la méthode d'hydrogénation de Goldberg et Monnier ([3]) aux deux cas les plus simples, ceux des aminoalcools obtenus à partir des cyanhydrines de la cyclopentanone et de la cyclohexanone. La première ($Éb_{40}$ 140°) nous a fourni un aminoalcool ($Éb_{15}$ 95°; chlorhydrate F 190°) qui, par désamination nitreuse, s'est transformé en cyclohexanone (semicarbazone F 168°) :

$$\left.\begin{matrix}CH^2-CH^2\\CH^2-CH^2\end{matrix}\right>COH-CH^2NH^2 \rightarrow \begin{matrix}CH^2-CH^2-CH^2\\CH^2-CH^2-CO\end{matrix}$$

Quant à la cyanhydrine de la cyclohexanone, elle a fourni, par hydrogénation catalytique, l'aminométhyl-1 cyclohexanol-1 que nous avons identifié à celui décrit antérieurement ([4]) et qui, par désamination nitreuse, se transpose en cycloheptanone.

Conclusions. — 1° La déshalogénation magnésienne du bromométhyl-1 cyclohexanol-1 fournit le cycloheptanone; 2° la désamination nitreuse de l'aminométhyl-1 cyclopentanol-1 et de l'aminométhyl-1 cyclohexanol-1 fournit respectivement la cylohexanone et la cycloheptanone.

([3]) M. GOLDBERG et M. MONNIER, *Helv. Chem. Acta*, 23, 1940, p. 376. Ces auteurs ont réussi à transformer le cyanhydrine de la *trans*-déshydro-androstérone (ou de son acétate) en aminoalcool correspondant, puis par désamination de ce dernier à passer d'une phénanthrénocyclopentanone à une phénanthrénocyclohexanone.

([4]) TIFFENEAU, WEILL et B. TCHOUBAR, *loc. cit.*

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence des traumatismes sur le métabolisme azoté des tiges feuillées de Pois.* Note de M. **Roger Ulrich**, présentée par M. Marin Molliard.

Sur des tiges feuillées de Pois (*Pisum sativum* L.) de 7 à 8^{cm} de haut et portant 3 à 4 feuilles bien développées, deux séries d'expériences ont été réalisées : *a.* râclage superficiel des entre-nœuds inférieurs; *b.* ablation de l'extrémité de la tige par section transversale au rasoir. Des témoins normaux ont été prélevés au début et à la fin de l'expérience, avant l'apparition des fleurs (témoin final tiges : de 19^{cm} portant 6 à 7 feuilles développées). Après dessiccation, il a été procédé sur tous les lots à la séparation des constituants azotés solubles et insolubles dans l'acide trichloracétique en solution aqueuse à 10 %, puis aux dosages de l'azote suivant les méthodes de Kjeldahl et de Parnas et Wagner.

A. *Râclage superficiel des tiges.* — A la récolte, les plants blessés différaient peu des témoins (hauteur, 16^{cm} environ). Les dosages ont porté soit sur les tiges feuillées entières, soit sur des fragments de tiges limités à la région lésée et privés de feuilles; ils ont fourni les résultats groupés dans le tableau ci-dessous.

	Tiges feuillées			Fragments de tiges	
	normales		blessées	lésés	témoin final
Date des récoltes	23 avril.	18 mai.	18 mai.	18 mai.	18 mai.
I. — Résultats rapportés à 100 exemplaires.					
Poids frais (g)	100	470	306	19,2	23
» sec	12	60,8	42,8	3,4	4
Eau	88	409,2	263,2	15,8	19
Azote soluble (mg)	145	1456	964	16	20
» protéique	403	1727	1209	49	73
» total	548	3183	2173	65	93
II. — Résultats rapportés à 100^{g} de substance sèche.					
Azote soluble (S) (g)	1,2	2,4	2,2	0,48	0,50
» protéique (P)	3,3	2,8	2,8	1,40	1,80
» total	4,5	5,2	5,0	1,88	2,30
Rapport P/S	2,7	1,1	1,2	2,9	3,6
Eau (g)	733	673	614	464	475

Ces valeurs numériques montrent que, malgré les apparences extérieures, les plantes blessées sont nettement moins développées que les

témoins de même âge : leur poids frais est plus réduit, elles sont moins riches en substance sèche et en eau. Pendant la durée de l'expérience, il s'est accumulé dans les témoins 26^{mg} d'azote par pied et 16 seulement dans les plants blessés, le rapport des protéines aux composés azotés solubles étant à peu près le même dans les deux lots. La matière sèche des tiges feuillées normales s'enrichit en azote soluble pendant le développement tandis que l'azote protéique décroît; la résultante correspond à une immigration azotée importante en provenance des racines. Les mêmes phénomènes s'observent dans les tiges blessées : *le grattage ne gêne donc pas les transformations des substances azotées dans l'ensemble de la tige.*

Les dosages réalisés sur les fragments de tiges montrent la pauvreté de la substance sèche en azote, surtout après blessure. Les fragments de tiges blessés sont moins riches en azote soluble et protéique que les témoins avec déficit marqué en protéines : *il y a donc localement un freinage de l'apport azoté et de la protéogenèse au voisinage de la blessure.*

B. *Ablation de l'extrémité de la tige feuillée.* — Les plants qui ont subi ce pincement se sont peu développés (hauteur totale, 5 à 9^{cm}); les folioles et stipules voisines de la section étaient brunes à la récolte, et il s'était généralement développé un rameau vertical de remplacement. Les plantes blessées possédaient un *appareil radiculaire nettement réduit* et des *nodosités peu nombreuses*. Les dosages ont donné les résultats groupés dans le tableau ci-dessous.

	Résultats relatifs à 100 tiges feuillées. Tiges			Résultats rapportés à 100^{g} de matière sèche. Tiges		
	feuillées normales		pincées	feuillées normales		pincées
Date des récoltes	23 avril.	18 mai.	18 mai.	23 avril.	18 mai.	18 mai.
Poids frais (g)..........	100	470	137	–	–	–
» sec..............	12	61	18	–	–	–
Eau..................	88	409	119	733	673	661
Poids des racines........	–	73	43	–	–	–
Azote soluble (S) (g)....	0,14	1,45	0,38	1,2	2,4	2,0
» protéique (P).....	0,40	1,72	0,59	3,3	2,8	3,2
» total............	0,54	3,17	0,97	4,5	5,2	5,2
Rapport P/S	2,7	1,2	1,5	–	–	–

Chaque plant pincé pèse beaucoup moins qu'un témoin; sa teneur en eau est réduite; les deux formes d'azote y sont beaucoup moins abondantes que chez les témoins de même âge, avec un léger excès d'albumine par rapport aux substances azotées solubles.

Les tiges feuillées de Pois en cours de croissance présentent donc, après blessure, un ralentissement de l'immigration azotée, particulièrement important après pincement; la masse de matière vivante élaborée est beaucoup plus réduite que chez la plante normale. Après râclage, on constate un freinage local de la protéogenèse. Après pincement, le rapport P/S prend des valeurs élevées qu'on peut attribuer soit à l'apparition d'une protéogenèse traumatique peu marquée, soit plutôt à un retard dans l'évolution chimique des plantes blessées. La première hypothèse est en accord avec les observations faites antérieurement sur de nombreux organes (tubercules, bulbes, fruits). En ce qui concerne la seconde, on peut observer que les valeurs trouvées pour les lots blessés sont intermédiaires entre celles qui correspondent aux deux témoins initial et final : l'action apparente la plus nette de la blessure est donc de retarder, sans les supprimer, les phénomènes qui accompagnent normalement la croissance et qui concernent le poids sec, le poids frais et l'azote. Ce freinage est dû vraisemblablement à la perte du méristème terminal dans les tiges pincées, et à la destruction partielle du tissu conducteur pour les plants râclés. En outre nous avons vu plus haut que la taille des parties aériennes réduit la croissance des racines et par suite la nutrition de la plante. Enfin la blessure entraîne une notable perte d'eau dont on connaît depuis longtemps l'importance dans les phénomènes de croissance.

La séance est levée à 15h30m.

A. Lx.